Institut für Kernphysik

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät

Universität zu Köln

Teilchenidentifikation für In-Beam-Gammaspektroskopie neutronenreicher Aktinidenkerne

Bachelorarbeit
Betreut von Herrn Prof. Dr. Peter Reiter

Vorgelegt von Andreas Vogt
aus Köln
Matrikelnummer 4881842

7. März 2011

Inhaltsverzeichnis

1 Zusammenfassung **5**

2 Einführung **6**
2.1 Experimentelles Setup 6
2.2 Physikalische Grundlagen 7
2.2.1 Multinukleonentransferreaktionen 7
2.2.2 Verhalten von Teilchen in Materie 9
2.3 Experimenteller Aufbau 10
2.3.1 Beschleunigerkomplex 10
2.3.2 Gammaspektroskopie-Array AGATA 12
2.3.3 PRISMA-Spektrometer 13
2.3.4 DANTE-Mikrokanalplatten 22
2.4 Datenerfassung 23

3 Analyse **25**
3.1 GammaWare 25
3.2 Kalibration der PRISMA-Ionisationskammern 28
3.3 Bestimmung der Kernladung Z 29
3.4 Bestimmung von geladenen Zuständen q 41
3.5 Bestimmung von Kernmassen A 46

4 Ausblick **57**

5 Anhang **59**

Literaturverzeichnis **67**

Abbildungsverzeichnis **70**

Tabellenverzeichnis **72**

Danksagung **73**

1 Zusammenfassung

Am AGATA/Prisma-Aufbau im „Laboratori Nazionali di Legnaro“ (LNL) wurde vom 10. bis 20. Oktober 2011 das Experiment LNL 11.22 zur Messung angeregter Zustände neutronenreicher Aktinide nach Multinukleonentransferreaktionen durchgeführt. Hierzu wurde mit dem TANDEM-ALPI-Beschleuniger ein 1-GeV-Strahl von ^{136}Xe auf ein ^{238}U-Target geschossen. Die strahlähnlichen Reaktionsprodukte konnten mit dem Prisma-Spektrometer, welches unter dem Grazing-Winkel zur Strahlachse stand, nachgewiesen werden. Für die Messung von kinematischen Koinzidenzen zwischen den binären Reaktionsprodukten waren drei positionsempfindliche Dante-MCPs innerhalb der Targetkammer angebracht.

Zur Selektion der In-Beam-Gammaspektren von targetähnlichen Kernen können diverse Prisma-Parameter, wie Teilchenenergie, Flugzeit, effektive Weglänge sowie der Krümmungsradius der Trajektorien der strahlähnlichen Isotope im Dipolfeld, genutzt werden. Hieraus lassen sich in mehreren per Hand durchzuführenden Analyseschritten Kernladung Z und Kernmasse A für eine eindeutige Identifikation der strahlähnlichen Reaktionsprodukte bestimmen. Durch deren Kenntnis sind auch die durch Nukleonen-Pick-Up und -Stripping veränderten targetähnlichen Isotope bekannt. In der vorliegenden Arbeit wurde die Kalibrierung aller Komponenten des Prisma-Spektrometers durchgeführt, um eine bestmögliche Identifikation und Separation von Z und A der Strahlteilchen und damit der schwer zugänglichen neutronenreichen Aktinidenisotope zu erreichen. Es werden eine Analyse der Prisma-Parameter und Yields für die Produktion der seltenen Reaktionskanäle vorgestellt.

2 Einführung

2.1 Experimentelles Setup

Das in dieser Arbeit analysierte Experiment LNL 11.22 wurde vom 10. bis 20. Oktober am AGATA/Prisma-Aufbau im Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) in Italien durchgeführt. Ziel war die Messung angeregter Zustände neutronenreicher Aktinide in der Thorium-Uran-Region. Hierzu wurde mit dem TANDEM-ALPI-Beschleuniger des Instituts ein 1-GeV-Strahl von ^{136}Xe mit einem Strahlstrom von ungefähr 2 pnA aus dem PIAVE-ALPI-Komplex auf ^{238}U-Targets der Massenbelegung 0;5 und 1 mg/cm^2 geschossen. Die Strahl- und Reaktionsparameter sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Reaktion und Strahl	
Projektil	$^{136}_{54}$Xe
Strahlenergie	1 GeV
Strahlstrom	2 pnA ' 55 enA
Target	$^{238}_{92}$U
Targetwinkel	45
Targetdicke	0;5 und 1;0 mg/cm^2
Backing	Niob mit effektiv 1;3 mg/cm^2
Energieverlust im Backing	32;5 MeV
Geladener Zustand des Strahls	q = 28$^+$
Effektive Strahlzeit	97 Stunden mit 94 Runs

Tabelle 2.1: Reaktions- und Strahlparameter im Experiment.

Die strahlähnlichen Reaktionsprodukte wurden mit dem Prisma-Spektrometer, welches unter dem Grazing-Winkel von 50 zur Strahlachse stand, nachgewiesen. Innerhalb der Strahlkammer waren weiterhin drei positionsempfindliche Dante-Mikrokanalplatten angebracht. Diese detektieren die targetähnlichen Reaktionsprodukte. Damit sind sie zur Messung von kinematischen Koinzidenzen zwischen den binären Reaktionsprodukten befähigt. Durch die Positionsmessung sind ebenfalls Winkelangaben relativ zur Strahlachse

und damit Dopplerkorrekturen in den Gammaspektren des jeweiligen erzeugten Isotops möglich. Der Gammauntergrund durch entstehende Spaltungsprodukte im Targetmaterial wird dadurch stark reduziert.

Das Target war mit einem Backing aus Niob versehen, welches dem Strahl zugewandt ist. Dieses Material ist beständig, verleiht der Uranschicht Stabilität und sorgt dafür, dass Strahl- und Targetteilchen nach einer Kernreaktion einen minimalen Energieverlust beim Verlassen des Targets haben. Eine Photographie des Targets ist in Abbildung 2.1 zu betrachten.

Abbildung 2.1: Target im Experiment. Links: Niob-Backing, mehrere Tage lang vom auftreffenden Strahl angegriffen. Rechts: Rückseiten mit der Uran-238-Beschichtung. Die Dichten betragen $0{,}5$ (Mitte) und $1{,}0\,\mathrm{mg/cm^2}$ (rechts).

Für das Prisma-Spektrometer wurden folgende Einstellungen gewählt:

Prisma	
Detektionswinkel	50
Dipolfeldstärke	$781975\,\mathrm{ADC} \mathrel{\hat{=}} 0{,}789272\,\mathrm{T}$
Quadrupolfeldstärke	$689976\,\mathrm{ADC} \mathrel{\hat{=}} 0{,}857744\,\mathrm{T}$
Füllgas IC	Methan CH_4 bei $84\,\mathrm{mbar}$

Tabelle 2.2: Setup des Prisma-Massenspektrometers.

2.2 Physikalische Grundlagen

2.2.1 Multinukleonentransferreaktionen

Multinukleonentransferreaktionen sind direkte und schnelle Transferreaktionen mehrerer Nukleonen bei inelastischen Stößen. Wenn ein Nukleon von einem Strahlteilchen auf ein Targetteilchen transferiert wird, spricht man von Stripping-, andersherum von Pickup-

Reaktionen. Neutronenarme Kerne können leicht in Fusionsevaporationsprozessen hergestellt werden und sind damit gammaspektroskopischen Untersuchungen gut zugänglich. Neutronenreiche Kerne in höheren Massenregionen sind hingegen schwerer zu erzeugen und aus Fusionsreaktionen nur in Einzelfällen erzielbar. Binäre Multinukleonentransferreaktionen können jedoch zur Anreicherung von neutronenreichen Kernen in Teilchenstrahlen und damit zum Studium ihrer Eigenschaften durch In-Beam-Gammaspektroskopie genutzt werden.

Multinukleonentransferreaktionen zeichnen sich dadurch aus, dass ein Gleichgewicht zwischen den Nukleonenverhältnissen N=Z mit der Protonenzahl Z und der Neutronenzahl N der beiden Reaktionspartner angestrebt wird [4, 7]. Für Strahl und Target im vorliegenden Experiment gilt:

$$\left(\frac{N}{Z}\right)_{^{238}_{92}U} = \frac{146}{92} \quad 1;43 \qquad \left(\frac{N}{Z}\right)_{^{136}_{56}Xe} = \frac{80}{56} \quad 1;59$$

Im vorliegenden Experiment ist daher zu erwarten, dass bei strahlähnlichen Reaktionskanälen protonenärmere Strahlteilchen den protonenreicheren Strahlteilchen bevorzugt werden. Es sind daher Protonen-Stripping-Reaktionen beim Xenon-136 und Protonen-Pick-Up-Reaktionen beim Uran-238 bevorzugt. Bei den Neutronentransfers gestaltet es sich andersherum. Hier sind Neutronen-Pick-Up bei Strahlteilchen und Neutronen-Stripping bei Targetteilchen häufiger. Dies erschwert die Population der gewünschten neutronenreicheren und protonenärmeren Kerne um Uran-238 in der Aktinidenregion.

Da im Experiment nur die strahlähnlichen Teilchen auf Kernladung und Kernmasse mit dem Prisma-Spektrometer untersucht werden können, ist es nicht unbedingt ersichtlich, dass im selben Ereignis ein targetähnliches Ejektil mit der entsprechenden Nukleonenzahl gemäß der wohlbestimmten Protonen- und Neutronenzahl des Strahlteilchens existiert. Somit muss eine kinematische Koinzidenz zwischen Projektil und Ejektil untersucht werden. Dies geschieht durch die Verwendung von Dante-Detektoren in der Strahlkammer, die targetähnliche Teilchen detektieren. So kann später durch die Untersuchung der strahlähnlichen Reaktionsprodukte direkt auf die targetähnlichen Teilchen geschlossen werden.

2.2.2 Verhalten von Teilchen in Materie

Für den Durchgang relativistischer Teilchen durch Materie gilt die relativistische Bethe-Bloch-Gleichung:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\,nZ^2}{m_e c^2\ ^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\ _0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\ ^2}{I \cdot (1\ \ ^2)}\right)^{\ !\ 2} \ \ ^2\right] \tag{2.1}$$

wobei $= v/c$, v die Geschwindigkeit des Teilchens, E dessen Energie, x die Weglänge im Detektionsvolumen, Ze die Ladung des einlaufenden Teilchens, $n = {}^{z\%}\!/_{Au}$ die Elektronendichte des Materials mit $\%$ als Dichte des durchdrungenen Materials und I das mittlere Ionisationspotential des Targetmaterials ist. Es ergibt sich damit für ein gegebenes Targetmaterial eine Proportionalität zwischen Energieverlust dE und gesamter deponierter Energie E:

$$\frac{dE}{dx} \ / \ \frac{Z^2}{E} \tag{2.2}$$

Sind die Parameter der durchdrungenen Materie bekannt, so lässt sich für die im Experiment eingesetzte segmentierte Ionisationskammer mittels einer Auftragung des Energieverlusts in den einzelnen Segmenten E nach der gesamten deponierten Energie über die Proportionalität zu Z^2 in einer E/E -Matrix eine Trennung nach der Kernladung durchführen.

Die mittlere Reichweite, also die Wegstrecke, die von Teilchen einer kinetischen Energie T zurückgelegt wird, bis diese zur Ruhe kommen, erhält man aus der Integration der Bethe-Bloch-Gleichung über den Weg bis zur Energie 0.

$$R(T) = \int_T^{Z^0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{\ !\ 1} dE \tag{2.3}$$

Die Reichweite ist nicht exakt, sondern verschmiert vielmehr, da die Anzahl der Wechselwirkungen im durchdrungenen Material einer statistischen Verteilung entspricht. Dieser Effekt wird Reichweitenstraggling genannt.

Der Verlauf von $\frac{dE}{dx}$ hat abhängig von $$ verschiedene Bereiche. Die erste Region (1) stellt den Bereich dar, in dem ungefähr $\frac{dE}{dx} \ / \ 1/\ ^2 \ / \ 1/v^2$ gilt, da der logarithmische Term nahezu konstant bleibt. Ein langsameres Teilchen ist dem elektrischen Feld der Elektronen länger ausgesetzt und kann somit mehr Energie verlieren. Im Bereich für große (1) hat $\frac{dE}{dx}$ einen logarithmischen Anstieg, der durch den relativistischen Korrekturterm

im Logarithmus der Bethe-Bloch-Formel entsteht. Die Ursache hierfür liegt darin, dass die senkrecht zur Bewegungsrichtung gerichtete E-Feld-Komponente in relativ bewegten Inertialsystemen von der Relativgeschwindigkeit abhängt. Das ergibt sich nach Anwendung einer Lorentz-Transformation auf den relativistischen elektromagnetischen Feldstärketensor F . Dies bedeutet, dass schnellere Teilchen wiederum größeren E-Feldern ausgesetzt sind und deshalb mehr Energie verlieren. Zwischen den zwei Regionen liegt ein Minimum des Energieverlusts. Im vorliegenden Experiment beträgt für die strahlähnlichen Reaktionsprodukte bis zu 10% (vergleiche Abbildung A.5 im Anhang).

$\frac{dE}{dx}$ nimmt für sehr kleine wieder ab, da das einlaufende Teilchen dann im Detektionsmaterial Hüllenelektronen aufnehmen kann. Es wird dabei elektrisch neutralisiert, wodurch es fortan nur noch zu Wechselwirkungen mit dem Kern deutlich geringerer Ausdehnung kommen kann. Der Verlauf ist weiterhin abhängig vom Detektionsmaterial, insbesondere da die Bethe-Bloch-Gleichung eine Proportionalität zur Dichte %aufweist.

Die Auftragung des Energieverlustes gegen die zurückgelegte Strecke bezeichnet man als Bragg-Kurve. Wie erläutert, ist die Energieabgabe maximal bei kleinen Geschwindigkeiten. Das führt dazu, dass einlaufende Teilchen den größten Teil ihrer Energie am Ende des Abbremsvorgangs abgeben, während $\frac{dE}{dx}$ vorher nahezu konstant ist. Dieser hohe Ausschlag in der Bragg-Kurve wird als Bragg-Peak bezeichnet. Am Ende des Weges kommt es dann zur Aufnahme von Elektronen bei entsprechender Neutralisierung der Teilchenladung.

2.3 Experimenteller Aufbau

2.3.1 Beschleunigerkomplex

Das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment wurde mit dem Tandem-Alpi-Beschleuniger des LNL durchgeführt. Dieser besteht aus dem Tandem-XTU-Beschleuniger, einem zweistufigen elektrostatischen Van-der-Graaff-Beschleuniger, und dem hieran angeschlossenen supraleitendenden Linearbeschleuniger Alpi [18].

Bei einem Van-der-Graaff-Beschleuniger wird eine Beschleunigungsspannung von bis zu U = 15 MV erzeugt. Dazu wird eine schnell rotierende Pelletronkette verwendet. Hiermit werden Ladungen zum Terminal in der Mitte des Beschleunigers transportiert, welches nun gegenüber einem Bezugspotential geladen wird. Der Beschleuniger befindet sich in einem Schutzgastank mit inertem Schwefelhexafluorid SF_6, um die hohen Spannungen ohne spontane elektrische Entladungen erreichen zu können. [3]

Die zu beschleunigenden, zunächst einfach negativ geladenen Ionen, im Experiment Xenon-136, werden mit einer Ionenquelle, die sich am Bezugspotential befindet, erzeugt und durchlaufen anschließend im Vakuum des Beschleunigerrohres ein abgestuftes Potential. Positioniert man an der Hochspannungselektrode einen Folien-Stripper, so werden Elektronen aus der Elektronenhülle der bis dahin einfach negativ geladenen Ionen abgestreift. Die Ionen besitzen nun eine Ladungsverteilung und sind n-fach positiv geladen. Sie durchlaufen die Potenzialdifferenz wieder und können zum Erdpotential n-fach beschleunigt werden. Durch die Umladung der Ionen während der Beschleunigung kann der Beschleuniger das bereitgestellte Potential also zweimal nutzen. Für die erreichte kinetische Endenergie E ergibt sich somit $E = eU + neU = (n + 1)eU$.

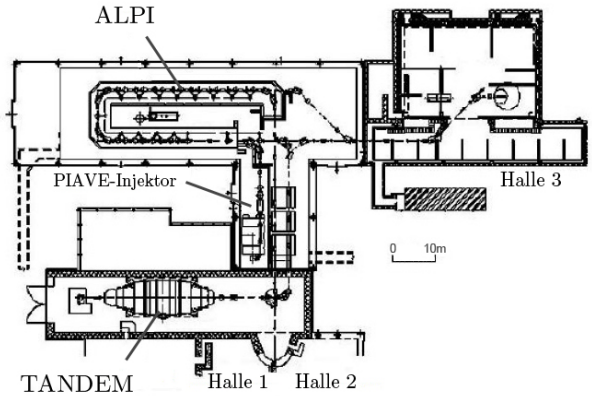

Abbildung 2.2: Beschleunigeranlage am LNL mit dem TANDEM-Van-der-Graa - Beschleuniger und dem Linearnachbeschleuniger ALPI. Quelle: Modiziert nach [12].

Am Ausgang des Strahlrohres wird der Ionenstrahl in einem Ablenkmagneten nach Impulsen beziehungsweise dem Massen-Ladungs-Verhältnis selektiert und dann in einem ionenoptischen Strahlführungssystem auf das in einer Vakuumkammer angebrachte Target gelenkt. Der Vorteil dieser Anordnung ist, dass sich sowohl die Ionenquelle als auch das Target auf Erdpotential und nicht im Hochspannungsbereich befinden.

Die Strahlenergie des Tandem-XTU-Beschleunigers reicht jedoch nicht aus, um die für die betrachteten Multinukleonentransferreaktionen geforderten Strahlenergien bereitzustellen. Der Schwerionenstrahl wird somit im nachfolgenden Alpi-Linearbeschleuniger auf Energien bis zu 20MeV pro Nukleon nachbeschleunigt. Der Beschleuniger besteht aus hintereinander angebrachten Cu-Nb- und Cu-Pb-Hohlraumresonatoren. Hohlraumresonatoren bestehen aus zylindrischen Hohlleitern mit leitenden Wandabschlüssen, die als Randbe-

dingungen für longitudinale elektrische Feldkomponenten der HF-Schwingung verantwortlich sind. Diese wird zur Beschleunigung genutzt. Die Resonatoren sind durch Irisblenden voneinander getrennt. Eine entsprechende Taktung des eingespeisten HF-Feldes sorgt dafür, dass die Teilchen beim Durchflug von einer Irisblende zur nächsten immer wieder beschleunigt werden. [3, 14]

2.3.2 Gammaspektroskopie-Array AGATA

Das Herzstück des experimentellen Aufbaus ist das Gammaspektroskopie-Array AGATA, welches als Demonstrator, bestehend aus fünf Triple-Cluster-Detektoren, am LNL aufgebaut war. Jeder Detektor besteht aus drei asymmetrischen, 36-fach segmentierten gekapselten Kristallen hochreinen Germaniums (HPGe). AGATA ist durch Pfadrekonstruktion (Tracking) mittels Impulsformanalyse (PSA) in der Lage, Gammastrahlung ortsempfindlich nachzuweisen. Hierzu werden Positionen, Energie und Zeit aller Gamma-Interaktionen im Kristall gemessen. Die Datenerfassung ist digital. Durch das Tracking ist AGATA befähigt, eine gute Effizienz und ein gutes Signal-/Rauschverhältnis ohne Raumwinkeleinschränkungen durch Compton-Shields früherer Systeme bereitzustellen. Da interessante Kerne exotischer Reaktionen sehr geringe Zählraten aufweisen können, sind diese Parameter von hoher Wichtigkeit. [1, 8, 29]

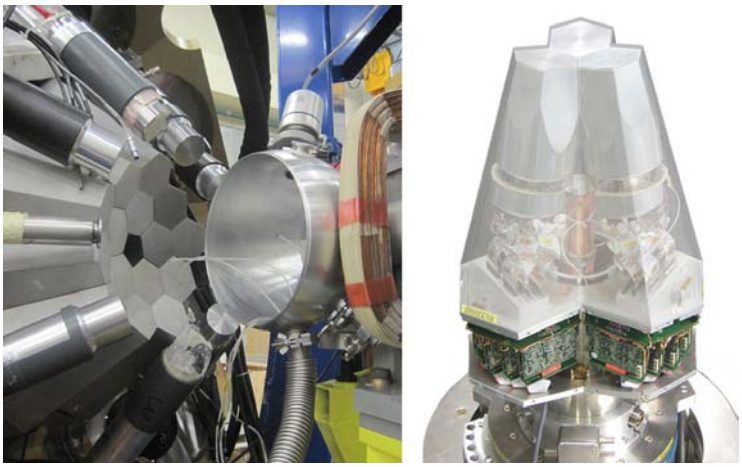

Abbildung 2.3: Links: AGATA-Demonstrator am LNL Legnaro. Rechts: AGATA-Triple-Cluster, von dem im Demonstrator fünf verbaut sind. Quelle: [29]. Die AGATA-Detektoren sind 36-fach segmentierte Germaniumdetektoren, mit denen durch Impulsformanalyse ein Tracking von Gammaphotonen im Kristall möglich ist.

2.3.3 PRISMA-Spektrometer

Das Prisma-Spektrometer ist ein magnetisches Spektrometer, welches im LNL variabel, der Reaktion angemessen, unter dem Grazing-Winkel positioniert wird. Die Eigenschaften des Spektrometers sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Das Spektrometer wird neben den Dante-Mikrokanalplatten zum Nachweis targetähnlicher Ejektile in der Strahlkammer als Ancillary-Detektor hinter der Strahlkammer zum AGATA-Gammaspektroskopie-Array genutzt.

Prisma besteht nach einem Mikrokanalplattendetektor (MCP) als Eingangsdetektor aus einem Dipol mit davor angebrachter Quadrupollinse. Es folgen zwei weitere Teilchendetektoren an der Fokalebene der magnetischen Optik. Hier befindet sich der Multiwire-PPAC (MWPPAC) und eine Ionisationskammer (IC). Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

Charakteristika von Prisma	
Raumwinkel	80 msr
Energie-Akzeptenz	20%
Massenauflösung	1/300
Energieauflösung	bis zu 1/1000
Z-Auflösung	bis zu 1/60
Dispersion	4 cm=%
Zählrate	bis zu 50-100 kHz

Tabelle 2.3: Diese Tabelle zeigt die idealen Charakteristika des magnetischen Spektrometers Prisma. Die Maximalau ösungen von Energie und Masse werden mittels iterativer Flugbahnbestimmung per Software erreicht. Quelle: [16].

Das Spektrometer nutzt Positionsinformationen von MCP und MWPPAC, sowie deren zeitliche Start- und Stoppsignale für eine Flugzeitbestimmung (Time of Flight, TOF), um die Ionenbahnen der strahlähnlichen Reaktionsprodukte aus der Targetkammer Event für Event mit Software zu rekonstruieren. Weiterhin lassen sich Informationen zur Kernmasse A, Geschwindigkeit v und damit kinetischer Energie E aus der Bahnrekonstruktion gewinnen. Die Ionisationskammer gibt schließlich Informationen zur Kernladung Z der einlaufenden Teilchen. [15, 19, 20]

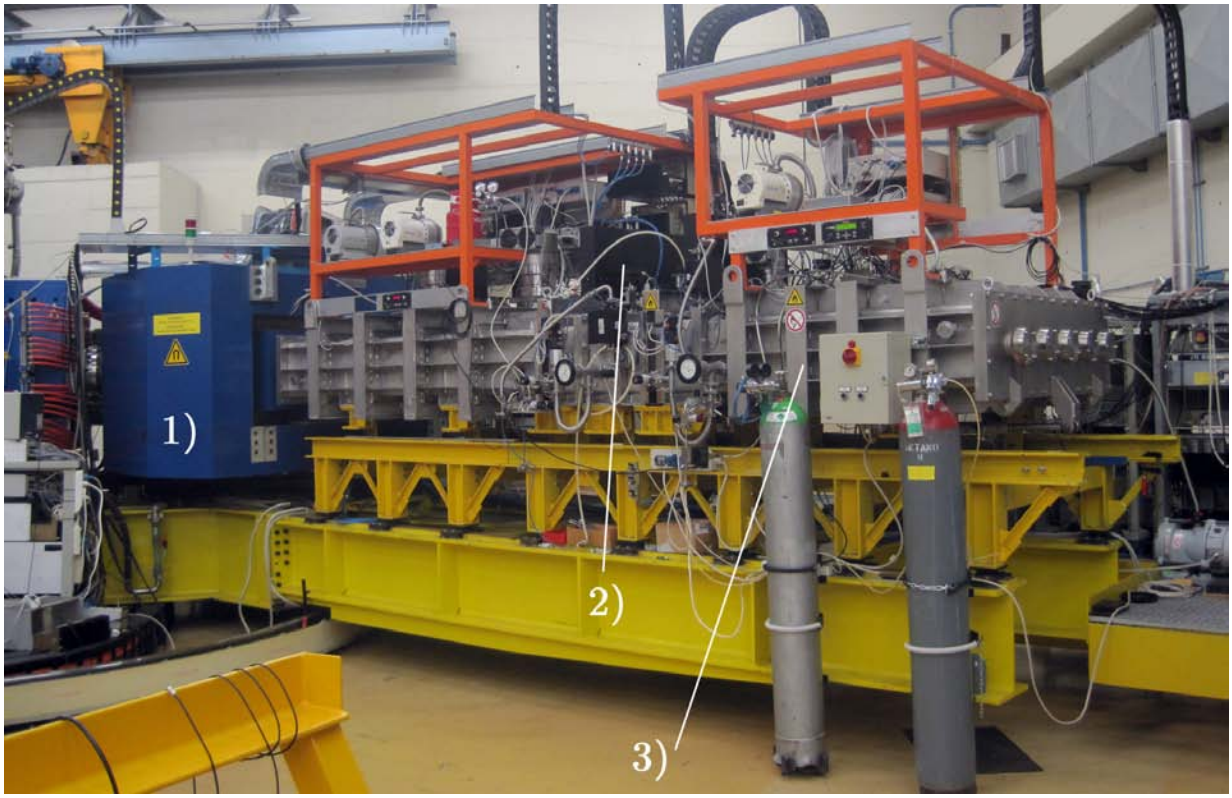

Abbildung 2.4: Prisma-Spektrometer mit MCP, Quadrupol- (ganz links) und Dipolmagneten 1), MWPPAC 2) und der Ionisationskammer 3). Der Aufbau ist auf einem Winkelkreis angebracht, sodass das Spektrometer in dem Bereich der entsprechenden kinematischen Winkel der zu untersuchenden Reaktionen gefahren werden kann. Man beachte weiterhin die Methan- und Isobutan-Gas aschen für die Detektionsgas-Befüllung von IC und MWPPAC.

Eingangsdetektor

Der Eingangsdetektor von Prisma stellt über positionssensitive Anoden Positionsinformationen für die X-Richtung (entlang der Dispersionsebene von Prisma), die Y-Richtung, den Trajektorienwinkel, sowie eine Zeitinformation bereit. Er basiert auf zwei hintereinander angebrachten Mikrokanalplatten-Detektoren (MCP - Micro Channel Plate) in einer gegeneinander gewinkelten Chevron-Konfiguration mit einer aktiven Fläche von 80 100mm^2 und befindet sich nur 25cm hinter dem Target, um eine möglichst gute Raumwinkelabdeckung und eine Winkelauflösung von unter 0;5 zu erreichen. Die Ortsauflösung in X- und Y-Richtung liegt bei ' 1mm und die Zeitauflösung bei 400ps.

Am Detektoreingang passieren einlaufende Teilchen ein transparentes Fenster mit einem

Gitter aus 20µm dicken goldbedampften Wolframdrähten im Abstand von 1mm untereinander und eine dünne Kohlenstofffolie mit einer Flächendichte von %= 20µg=cm². In der Kohlenstofffolie werden Hüllenelektronen der Ionen abgestreift. Diese sekundären Elektronen werden dann durch ein zwischen Gittern und Folie erzeugtes elektrisches Feld mit bis zu ' 300eV rückwärtig zur MCP hin beschleunigt und detektiert. Ein magnetisches Feld einer externen Spule sorgt dafür, dass die Elektronen auf ihrem Weg zur MCP auf positionserhaltenen Spiralbahnen laufen. Man siehe hierzu auch die Abbildungen 2.5 und 2.11.

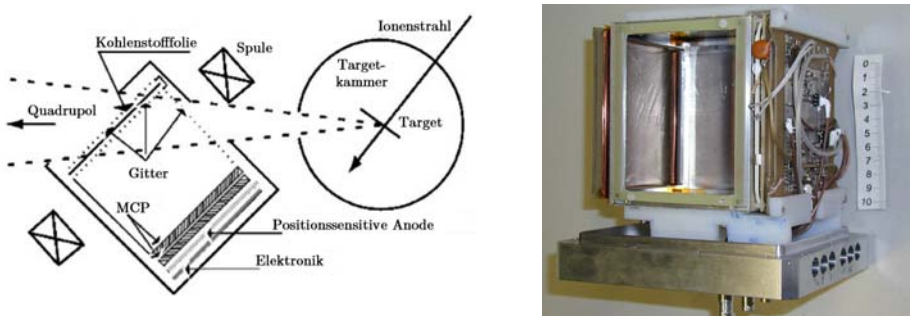

Abbildung 2.5: Risszeichnung und Photographie des Prisma-Eingangsdetektors. Der Eingangsdetektor gibt das zeitliche Start-Signal für die TOF-Bestimmung sowie die erste XY-Position zur iterativen Berechnung der Ionentrajektorie. Die ein iegenden strahlähnlichen Teilchen sollen nur einen minimalen Energieverlust erleiden, sodass diese nur eine dünne Kohlensto folie, in der Hüllenelektronen abgestreift werden, passieren. Zwei MCPs mit positionssensitiven Anodendrähten be nden sich an der Seite und detektieren die nun durch ein elektrostatisches Feld unter einem Rückwärtswinkel beschleunigten Elektronen. Quelle: [22] (links) und [24] (rechts).

MCPs bestehen aus einer großen Anzahl von parallel angeordneten sehr dünnen Kanälen in metallisierten Halbleitern. Die Kanalachsen sind leicht gegen die Plattenachse geneigt, sodass einfallende Elektronen mehrfach die Kanalwand treffen. Die Elektronen werden schließlich von einer längs der Kanäle zwischen den Platten anliegenden elektrischen Spannung beschleunigt. Wie bei einem Photomultiplier werden sie dann bei jedem Stoß an der Kanalwand vervielfacht und damit verstärkt. Die zweite MCP besitzt eine gegenwinklige Kanalachse, sodass die Position bei der Vervielfachung erhalten bleibt. Orthogonal angebrachte Anodendrähte aus goldbedampftem Wolfram unter den Multikanalplatten sammeln dann die Ladung und geben ein entsprechendes Signal aus. [22]

Quadrupol- und Dipolmagnete

Die Optik des Prisma-Spektrometers besteht aus einem fokussierenden Quadrupolmagneten und einem die Ionentrajektorien krümmenden Dipolmagneten.

Der aus vier symmetrisch angeordneten magnetischen Polen (je zweimal Nord- und Südpol) aufgebaute Quadrupolmagnet hat einen Durchmesser von 30cm bei einer Länge von 50cm und ist 50cm vom Target entfernt [21]. In Analogie zur Optik kann der verwendete Quadrupol durch seine fokussierende Eigenschaft als magnetische Linse bezeichnet werden. Betrachtet man einen Quadrupol wie in Abbildung 2.6 mit Feldkomponenten in x- und y-Richtung, so lassen sich mit der Lorentz-Kraft $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \quad \mathbf{B})$ die Kraftkomponenten auf eine Ladung q in beide Richtungen untersuchen. Mit dem magnetischen Feldgradienten $b > 0$ folgt unter Nutzung von $B_x = \ by$ und $B_y = \ bx$:

$$F_x = \ qv_z B_y = qv_z bx \qquad F_y = qv_z B_x = \ qv_z by \tag{2.4}$$

Teilchen mit einer Dispersion in der x-Ebene fühlen also eine Kraft hin zur x-Achse. Der Strahl wird in y-Richtung fokussiert, also in die xz-Ebene gezogen. In x-Richtung gibt es hingegen eine Defokussierung.

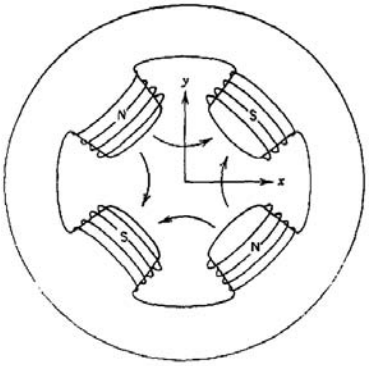

Abbildung 2.6: Funktionsweise eines Quadrupolmagneten zur Fokussierung eines Ionenstrahls. Der Prisma-Quadrupol fokussiert die Teilchen in y-Richtung. Eine Seitenansicht ist in Abbildung 2.11 zu sehen. Quelle: [14].

Der nachfolgende Dipolmagnet besitzt einen Krümmungsradius von $R = 1;2$m und einen Krümmungswinkel von 60 . Er kann Magnetfelder von bis zu $B = 1$ T erzeugen [12]. Für die maximale magnetische Steifigkeit BR folgt damit $BR = 1;2$Tm. Diese Größe beschreibt das Vermögen des Magneten, die Trajektorie eines schnellen geladenen Teilchens

zu verändern. Der Dipol soll im Spektrometer eine Auftrennung von Teilchen verschiedener magnetischer Steifigkeit erreichen. Aus der Gleichsetzung der Beträge von Lorentz-Kraft und Zentripetalkraft mit der relativistischen Masse $m_r = m$ folgt:

$$\frac{mv^2}{R} = qvB \quad) \quad BR = \frac{mv}{q} \tag{2.5}$$

Man erkennt, dass eine Dispersion in magnetischer Steifigkeit zu einer Dispersion des Teilchenimpulses $p = mv$ bei konstanter Ladung q führt. Die Dispersion von Prisma beträgt $4\,\mathrm{cm}/\%$ [15], das heißt, dass eine Änderung der magnetischen Steifigkeit von 1% eine Verschiebung des Ions um $4\,\mathrm{cm}$ in der Fokalebene verursacht. Der qualitative Verlauf einer Ionentrajektorie lässt sich in Abbildung 2.8 nachvollziehen. Ein Dipol, der Trajektorien verschiedener Krümmung erzeugt, verhält sich im optischen Analogon wie ein Prisma, das ein dispersives Bild in der Fokalebene erzeugt.

MWPPAC

Der Multiwire-Parallel-Plate-Avalanche-Counter (MWPPAC, Vieldraht-Parallelplatten-Lawinenzähler) ist der erste Detektor in der Fokalebene. Als Variante eines Proportionalzählers nutzt der Detektor die Ionisationen einlaufender Teilchen in einem Zählgas. Der MWPPAC besteht aus zehn in der X-Ebene angeordneten gleich großen Sektionen, die eine Gesamtfläche von $100 \quad 13\,\mathrm{cm}^2$ in der Fokalebene bilden. Der Detektor besteht aus drei Elektroden, einer Zentralkathode aus goldummanteltem Wolfram unter Hochspannung zur Bereitstellung einer Zeitinformation und hiervon $2;4\,\mathrm{mm}$ entfernten symmetrisch und orthogonal zueinander angeordneten Anodendrahtebenen. Diese dienen der Bestimmung von X- und Y-Position einfliegender Teilchen. Die Kathode besitzt 3300 Drähte mit einem Durchmesser von $20\mu\mathrm{m}$ und Zwischenräumen von $0;3\,\mathrm{mm}$. Die anzulegende Hochspannung beträgt 500 bis 600 V. Der Detektor wird mit Isobutan C_4H_{10} als Zählgas bei Drücken von 7 bis $8\,\mathrm{mbar}$ in einem Vakuumbehälter betrieben. Die Eingangs- und Ausgangsfenster bestehen aus einer dünnen biaxial orientierten Polyester-Folie. Sie müssen für den Ionenstrahl durchlässig sein, aber auch das umgebende Vakuum vom gasgefüllten Detektor trennen. [2]. Die X-Anodenebene besteht aus $10 \quad 100$ Drähten mit Zwischenräumen von $1\,\mathrm{mm}$, in der Y-Ebene befinden sich 130 $1\,\mathrm{m}$ lange und $20\mu\mathrm{m}$ dicke Drähte. Beide Anoden befinden sich auf Erdpotential. Die Ortsauflösungen betragen $X \ ' \ 1\,\mathrm{mm}$ und $Y \ ' \ 2\,\mathrm{mm}$. [10, 15, 17]

Im Gegensatz zur Ionisationskammer, die im nächsten Kapitel beschrieben wird, werden in

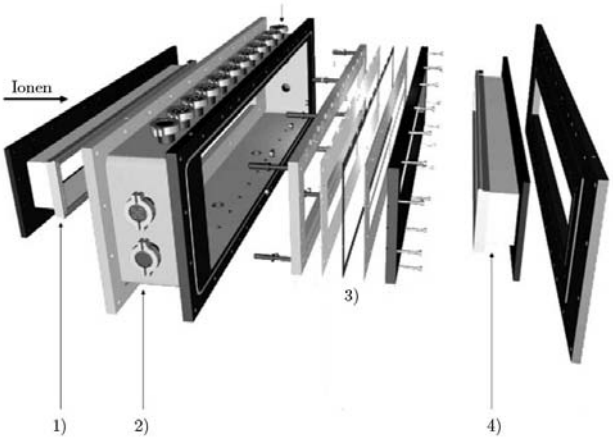

Abbildung 2.7: Explosionsansicht des MWPPAC. Der Detektor hat eine Fläche von 100 13cm^2 und stellt Zeit- sowie zweidimensionale Ortsinformationen bereit. 1) Eingangsfenster. 2) Vakuumbehälter. 3) Anoden und Kathoden. 4) Ausgangsfenster. Quelle: Modi ziert nach [2]

einem Proportionalzähler nicht nur Ladungen aus einer primären Gasionisation durch ein einlaufendes Teilchen, sondern auch die Gasverstärkung zur Erzeugung großer Ladungsimpulse ausgenutzt. Zwischen den Gittern wird ein elektrisches Feld erzeugt. In reduzierter Darstellung beträgt dieses $E=p = 0;6\,\mathrm{V}/(\mathrm{cm\,mbar})$ [2]. Die Feldstärke nimmt in Drahtnähe logarithmisch zu, sodass Elektronen auf dem Weg hierhin soviel Energie gewinnen, dass Sekundärionisationen möglich werden. Es kommt zu einer Ladungslawine im Zählgas an der räumlich nächsten Anode und damit zu einer Signalverstärkung.

Aus der entsprechenden Zeitverzögerung der Signale der MCP und des ungefähr 6,5 m entfernten MWPPAC lässt sich in Koinzidenz beider eine Flugzeit (Time of Flight, TOF) bestimmen.

Ionisationskammer

Dem MWPPAC folgt im Abstand von 60cm [2] eine segmentierte Ionisationskammer. Ionisationskammern sind prinzipiell gasgefüllte Plattenkondensatoren, die die Ionisationswirkung eines eindringenden, schnellen geladenen Teilchens nutzen. Es kommt dann zu Ionisation und Anregungen von Gasmolekülen entlang des Teilchenpfads. Die in Ionisationskammern eingesetzten Gase weisen in der Regel mittlere Ionisationsenergien von 10 bis 25eV auf. Da auch Energie durch Anregungen der Gasmoleküle verloren werden kann, ist der durchschnittliche Energieverlust eines einlaufenden Teilchens pro erzeugtem Io-

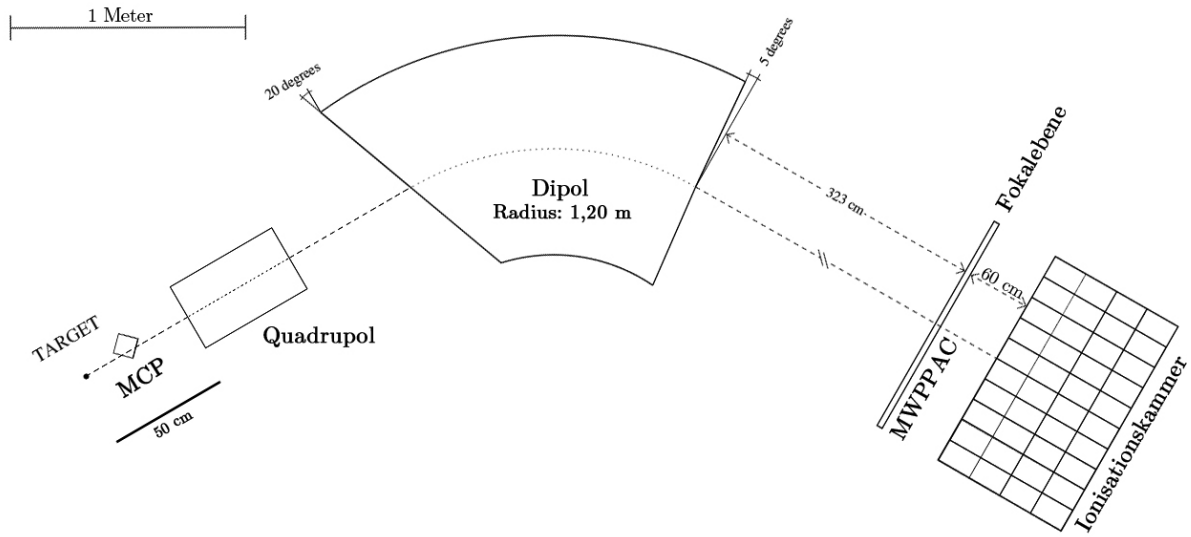

Abbildung 2.8: Risszeichnung des Prisma-Spektrometers mit MCP, Quadrupol- und Dipolmagneten, MWPPAC und der Ionisationskammer. Quelle: Modiziert nach [16]. Man vergleiche auch mit der Photographie des experimentellen Aufbaus für LNL 11.22 in Abbildung 2.4.

nenpaar, welcher auch W-Faktor genannt wird [13], immer größer als die entsprechende Ionisationsenergie. Gelangt ein hochenergetisches Teilchen mit beispielsweise $1\,\mathrm{MeV}$ in das Detektionsgas, so werden demnach ca. 10^5 Ionenpaare erzeugt. Die Zahl der entstandenen Ionenpaare, bestehend aus positivem Ion und freien Elektronen, bildet das Maß für die vom Teilchen im Detektor deponierte Energie.

Durch eine am Plattenkondensator angelegte Spannung U_0 entsteht zwischen den Platten ein elektrisches Feld. Hierdurch bewegen sich die Ionen zur Kathode und die Elektronen zur Anode. Da die Elektronen eine höhere Driftgeschwindigkeit und damit eine geringere Driftzeit t_e als die schwereren Ionen aufweisen, geben diese ihre Ladung schnell an die Anode ab. Die Elektronensammlung kann damit zur Erzeugung eines schnellen elektrischen Pulses verwendet werden. Wird die Ionisationskammer ohne ionisierenden Teilchenstrahl betrieben, so ist die auszulesende Spannung U_0. Der Spannungsimpuls der gesammelten Elektronen kann nun über einen Arbeitswiderstand R bei einer Spannung U abgegriffen werden.

Es muss aber ebenfalls berücksichtigt werden, dass auch die langsameren Ionen einen Beitrag zum Spannungsimpuls der schnellen Elektronen liefern. Dieser ist vom Abstand des Ionisationsorts von der Kathode abhängig. Die Impulshöhe hängt damit unerwünschter-

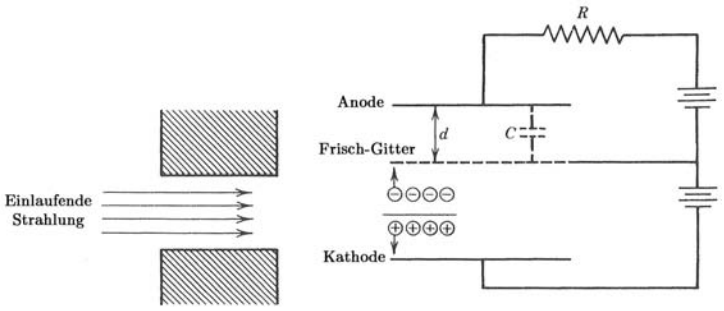

Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau einer Ionisationskammer mit Frisch-Gitter. Dieses besteht in Prisma aus 1000 Drähten mit 100 µm Durchmesser und Zwischenräumen von 1 mm. Der Abstand von Anode zu Frisch-Gitter beträgt d = 1; 6 cm, der Abstand zwischen Frisch-Gitter und Kathode 16 cm. Quelle: Modi ziert nach [13] und [17].

weise vom Ort der Ionisation ab und kann nicht mehr uneingeschränkt als Maß für die gebildete Gesamtladung im Detektorvolumen gesehen werden.

Um diesen Effekt zu unterdrücken, wird eine zusätzliche Elektrode, das sogenannte Frisch-Gitter, nahe der Anode auf einem mittleren Potential verbaut. Der Kollektorraum vor der Anode wird so vom empfindlichen Volumen, in dem Ionisationen stattfinden, getrennt. Der zu detektierende Teilchenstrahl muss dann jedoch so einfallen, dass die Ionisationen im Raum zwischen Kathode und Gitter stattfinden (siehe 2.9). Dies wird im vorliegenden Aufbau durch die Charakteristik der Trajektorienlenkung der Quadrupol- und Dipolmagnete erzielt. Solange sich die freien Elektronen im empfindlichen Volumen zwischen Kathode und Frisch-Gitter befinden, ist die Anode abgeschirmt. Die Elektronen passieren dann auf ihrem Drift zur Anode durch das hinterliegend höhere Potential das Frisch-Gitter. Driftende Ionen induzieren dann nur einen Impuls auf dem Frisch-Gitter, welcher in das Endsignal nicht einfließt. Der Elektronenimpuls auf der Anode ist schließlich ungestört. [13]

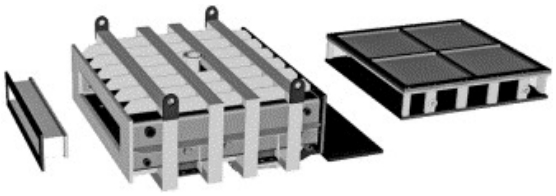

Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau der Prisma-Ionisationskammer als Explosionsansicht: Links das Eingangsfenster, mittig die IC-Kammer und rechts die Elektroden. Um auch schwere Ionen innerhalb der IC komplett zu stoppen, ist die Kammer 120 cm lang. Quelle: [2].

Die Querschnittsfläche der IC des Prisma-Spektrometers beträgt 100cm(X) 25cm(Y) bei einer Tiefe von 120cm. Das Frisch-Gitter ist 1m lang. Weiterhin besteht die Ionisationskammer aus vierzig Einzelsegmenten, hiervon vier längs in einer Reihe und zehn senkrecht zur Einfallsrichtung des Strahls mit jeweils einer Anode. Sie haben eine Größe von 10 25cm^2 [17]. Die Benennung erfolgt längs mit A, B, C, D und in der Fokalebene mit Ziffern von 0 bis 9. Weiterhin gibt es 28 Seitensegmente als Vetoelemente, die für den Ausschluss ungerader Teilchenbahnen sorgen. Als Füllgas wird wegen seiner hohen Elektronen-Driftgeschwindigkeit hochreines Methan mit einer Reinheit von 99,99% [12] eingesetzt. In Abbildung 2.10 ist ein schematischer IC-Aufbau zu betrachten.

Jedes Kammersegment wirkt als einzelne E -Sektion und gibt demnach eine Information über den Energieverlust in der entsprechenden Kammer. Über eine Betrachtung der Energiedeposition in einem oder zwei Segmenten entlang einer zur Fokalebene senkrechten Segmentreihe zur Gesamtenergiedeposition, also beispielsweise E (A) oder E (A) + E (B) zu E (A) + E (B) + E (C) + E (D), lassen sich in Kapitel 2.2.2 beschriebene E=E -Auftragungen erzielen, die über die Abhängigkeit von der Kernladung Z in der relativistischen Bethe-Bloch-Gleichung eine Isotopentrennung möglich machen.

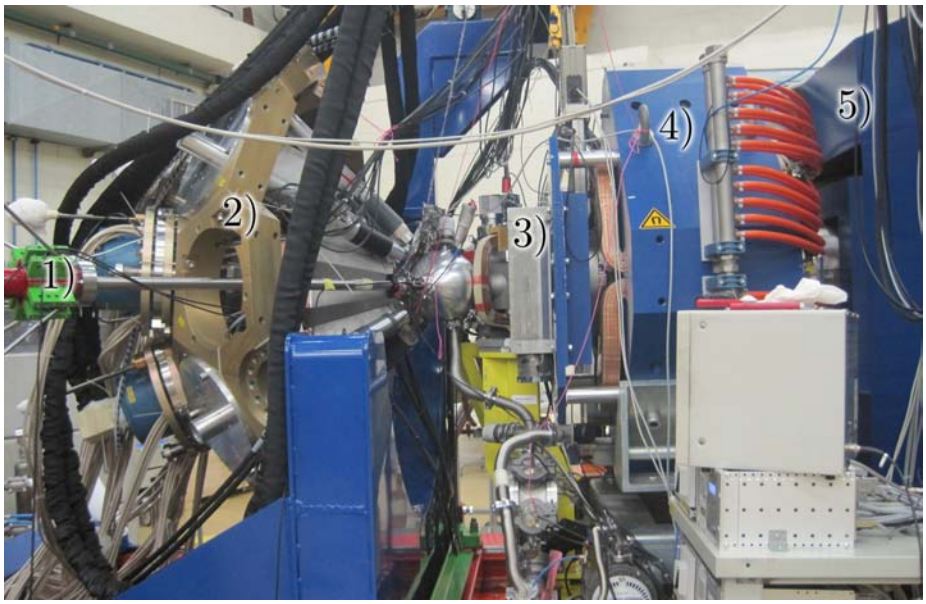

Abbildung 2.11: Photographie des experimentellen Setups mit AGATA und Targetkammer sowie MCP und Quadrupolmagnet vonPrisma. Man sieht bei 1) die vom TANDEM-ALPI-Beschleuniger kommende Strahlröhre, bei 2) AGATA, in der Mitte die kugelförmige Targetkammer, bei 3) die MCP mit gut zu erkennenden externen Spulen, sowie bei 4) und 5) die Prisma-Quadrupol- und Dipolmagneten.

2.3.4 DANTE-Mikrokanalplatten

In der Strahlkammer des vorliegenden Experiments sind auf einem 58 -Ring drei Dante-Detektoren (Detector Array for Multi-Nucleon Transfer Ejectiles), welche auf MCPs basieren, angebracht (siehe hierzu Abbildung 2.12). Hiermit können Teilchen, die nicht in Prisma gelangen, also vor allem targetähnliche Teilchen, detektiert werden. Aus der Detektion targetähnlicher Kerne, die nach erfolgtem Multinukleonentransfer mit den Strahlteilchen aus dem Target beschleunigt werden, lassen sich bei gleichzeitiger Detektion eines strahlähnlichen Teilchens im Prisma-Detektor Dopplerkorrekturen der emittierten Gammastrahlung durch Bestimmung der Stoßwinkel durchführen.

Ein Dante-Detektor besteht aus einer dünnen biaxial orientierten Polyester-Folie gefolgt von zwei Mikrokanalplatten (MCPs) der Größe 40 60cm^2. Wie beim Prisma-Eingangsdetektor sind diese in Chevron-Konfiguration montiert. Trifft ein schweres Ion auf die Folie, so werden Elektronen frei, die in den Mikrokanalplatten vervielfacht werden können. Unter den MCPs befinden sich 100µm dicke orthogonal angeordnete positionssensitive Anodendrähte zur Erfassung der verstärkten Ladungsschauer. Die X- und Y-Position ergibt sich aus der Zeitdifferenz der Ankunftszeit eines Signals am Ende eines Drahtes in Bezug zu einem Referenz-Zeitsignal. [28]

Abbildung 2.12: Dante-Detektoren innerhalb der Strahlkammer. Die Detektoren sind auf einem 58 -Ring angebracht und detektieren targetähnliche Reaktionsprodukte. Das übergespannte Kunststo kreuz dient Kalibrationszwecken.

2.4 Datenerfassung

Im Experiment wird folgender Trigger zur Datenerfassung und -speicherung von AGATA verwendet:

$$\text{Prisma}^{1}\ \text{Focal\_}\ (\text{Prisma Mcp}^{2}\ \text{\^{}}\ \text{Dante 1}\ )\ \text{\_}\ (\text{Dante 0}\ \ \text{\^{}}^{3}\ \text{Dante 2}\ )$$

Durchläuft ein Teilchen die Fokalebene von Prisma, so muss es auch den Prisma-Eingangsdetektor unter einem richtigen Winkel durchlaufen haben. In Bedingung 1 wird so geprüft, ob sich ein Teilchen in Prisma befindet. Der Dante-Detektor 1 steht im Grazing-Winkel der targetähnlichen Teilchen. Bei einer Kernreaktion sollte dann ein Ereignis am Prisma-MCP vorliegen. Dies wird durch die zweite Bedingung abgedeckt. Sieht Prisma kein Teilchen, so kann der Trigger Dante 0 ^ Dante 2 dennoch für Dante-Koinzidenz eine AGATA-Erfassung auslösen. Triggerbedingungen 2 und 3 sind vom Prinzip her identisch, da eine Koinzidenz der Teilchenprodukte einer binären Reaktion auf MCPs geprüft wird.

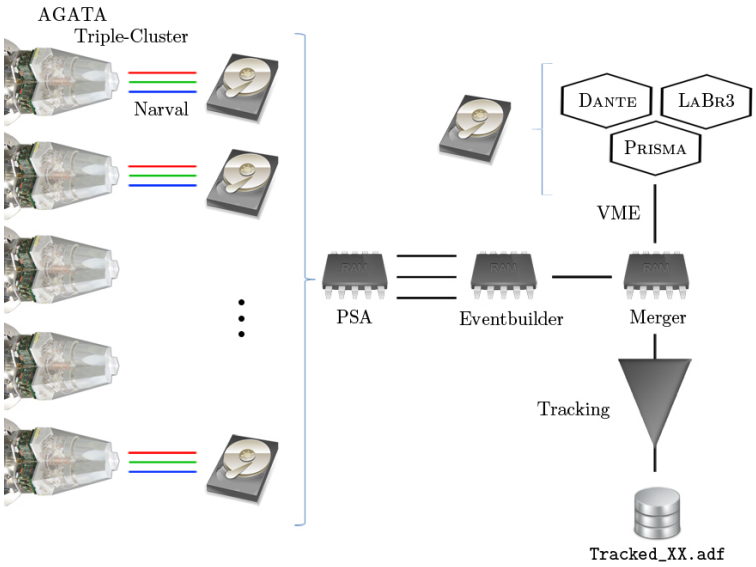

Abbildung 2.13: Schema der Datenerfassung von AGATA mit Ancillary-Detektoren. Die Daten werden online durch das Narval-System verarbeitet. Nach einer Impulsformanalyse (PSA) der AGATA-Daten werden den im Eventbuilder gebauten Events die Ancillary-Daten hinzugefügt. Danach erfolgt das Tracking und eine Speicherung der zusammengefügten Events. Alle Einzeldaten werden gespeichert, um durch ein Replay der Daten Eventbuilding und Merging unabhängig von möglichen Fehlern der Online-Zwischenspeicherung wiederholen zu können [26].

Wird ein Event durch einen Trigger vorvalidiert, erfolgt eine umfassende Online-Verarbeitung der Daten durch das Narval-System (Nouvelle Acquisition temps Réel Version 1.6 Avec Linux). Narval versieht die Ereignisse mit einem Zeitstempel aus einer 100MHz-Uhr. Weiterhin werden Raw-Buffer der Ancillary-Detektoren entgegengenommen.

Der Rohdatenstrom aus Prisma und Dante liegt bei 8 MB/s und wird durch einen Linux-PC von einem VME-Board per USB2 ausgelesen. Für jeden der fünfzehn Kristalle in den fünf AGATA-Triple-Detektoren wird eine Impulsformanalyse durchgeführt. Die Ancillary-Daten werden dann mit den AGATA-Daten durch einen Merger zusammenfügt. Diese Daten können dann unter Nutzung der PSA dem Tracking der Gamma-Interaktionspunkte in den Kristallen zugeführt werden. Die Speicherung erfolgt in Frames, in denen für jedes Event alle Informationen unter einem Key-Header zusammengefasst sind, in Dateien der Form Tracked_XX.adf.

3 Analyse

3.1 GammaWare

Ziel der Analyse des vorliegenden Experiments sind Koinzidenzen zwischen den in AGATA getrackten Gammainteraktionen und den Ancillary-Detektoren Dante und Prisma, damit isotopenspezifische Gammaspektren der im Experiment populierten Kerne erzeugt werden können. Somit müssen aus den Prisma-Parametern die Kernladung Z und die Kernmasse A bestimmt werden.

Der erste Schritt der Datenverarbeitung ist ein Replay der Daten des gesamten Experments aus den Rohdaten. Dies ist nötig, um Zwischenspeicherungsfehler bei hohen Zählraten in der in Kapitel 2.4 beschriebenen Online-Erfassung zu eliminieren. In diesem Zuge werden .adf-Dateien (A_GATA Data Flow) erzeugt, in denen für jedes Event alle Detektorinformationen als Frame zusammenführt sind. Diese Dateien, die für jeden einzelnen Run des Experiments vorliegen, eignen sich zur weiteren softwaregestützten Analyse.

In der vorliegenden Analyse wird das Programmpaket GammaWare [27] verwendet. Diese Auswertungssoftware der AGATA-Kollaboration basiert auf dem root-Framework [5] und erweitert dieses um Werkzeuge zur Untersuchung gammaspektroskopischer Daten. Es ist in C++geschrieben und umfasst verschiedene Komponenten zur Verarbeitung und Betrachtung der AGATA- und Ancillary-Daten. Die .adf-Dateien lassen sich per Listmode einlesen und mit sogenannten Watchern verarbeiten. In dieser Arbeit wird vornehmlich mit der PrismaLibrary [9] gearbeitet, auf die mit GammaWare zugegriffen wird. Diese Software stellt Methoden zur Extraktion physikalisch sinnvoller Größen aus den Prisma-Rohdaten zur Verfügung. Hierzu zählen unter anderem

- Koordinaten des MCP-Eingangsdetektors
- Koordinaten des MWPPAC in der Fokalebene
- Flugzeit zwischen MCP und MWPPAC

- Energie, die in jedem einzelnen Segment der Ionisatioskammer deponiert wurde

Aus diesen Informationen können physikalische Parameter gewonnen werden:

- Länge der Trajektorie
- Teilchengeschwindigkeit
- Krümmungsradius der Trajektorie bei der Bewegung im Dipolmagneten
- Gesamtenergie, die in der Ionisationskammer deponiert wurde, sowie Energieverlust über die Reihen A und B
- Reichweite der Teilchen in der Ionisationskammer

Das Interface ist der PrismaManager, der alle benötigten Funktionen bereitstellt, und mit dem die Kommunikation durch den PrismaWatcher stattfindet.

Jedes einzelne Event wird zur Analyse in den PrismaWatcher geladen und mit Hilfe des PrismaManagers verarbeitet. Der Watcher iteriert durch den kompletten Datensatz und erzeugt für den jeweiligen Analyseschritt gewünschte Histogramme. Ein Durchlauf der in der vorliegenden Analyse verwendeten Runs 57 bis 127 dauert mehrere Stunden. Bei Änderungen an Konfigurationsdateien wird dieser Weg an Teilen des vorliegenden Datensatzes gewählt, da selbst programmierte neue Funktionen und veränderte Konfigurations- und Eichungseinstellungen sowie in Histogrammen gesetzte Gating-Parameter augenblicklich mit einer neuen Kompilierung des Watchers im root-Betrachter geprüft werden können. Es erfolgt nur eine Speicherung der Histogramme in .root-Dateien, nicht jedoch aller einzelnen Events.

Soll beispielsweise ein mit Float-Zahlen zu füllendes zweidimensionales Histogramm TH2 * Spectrum angelegt werden, geschieht dies auf folgende Weise in der Funktion DisplayPrisma::DisplayPrisma :

```
Spectrum = new TH2F("Name", "Titel", nbins_x, x_low, x_up,
                                nbins_y, y_low, y_up);
AddToPool(Spectrum);
```

Für die Ausgabe als Farbhistogramm ist der entsprechende root-Befehl vonnöten:

```
Spectrum -> Draw("colz");
```

Das Histogramm kann dann mit beliebigen Variablen des entsprechenden Datentyps gefüllt

werden. Am Beispiel eines E=E -Spektrums sieht dies unter Nutzung der PrismaManager-Funktionen fPM->ic_energy() für die Gesamtenergie und fPM->ic_energy_AB_DE() für den Energieverlust über Segment A und B in der Funktion DisplayPrisma::Exec so aus:

```
Spectrum -> Fill(fPM->ic_energy(),fPM->ic_energy_AB_DE())
```

Ein großer Vorteil der root-Integration ist die Möglichkeit, Trees zu erstellen. Hier werden Daten nicht einzeln gespeichert, sondern in einem Branch zwischengespeichert und dann in ein sogenanntes Leaf geschrieben. Die gemeinsame Abspeicherung einzelner Parameter als Tree in einem .root-File garantiert eine unkomplizierte Weiterverarbeitung mit Hilfe der graphischen Oberfläche von root. Diese stellt einen Betrachter zur Verfügung, mit dem schnell beliebige Auftragungen und Schnitte generiert werden können. Liegen nach der Analyse die Größen Z und A und dopplerkorrigierte AGATA-Daten in einem root-Tree gespeichert vor, können Gammaspektren mit einem Isotopengate durch wenige Mausklicks generiert werden. Bevor man einen vollständigen Tree mit allen für die Erzeugung von isotopenspezifischen Gammaspektren korrekt kalibrierten physikalischen Parametern erzeugen kann, müssen die einzelnen Analyseschritte mit Hilfe des Watchers durchgeführt werden, da sich in vielen Schritten die sortierten Daten ändern. Da Trees alle relevanten Events enthalten, benötigen diese einen Speicherplatz von weit über 100 GB, die Histogramm-Sammlungen des Watchers hingegen nur ca. 20 MB.

Das Einfügen eines Parameters in den Tree funktioniert folgendermaßen: In der Funktion MyPrismaTree::SetBranches() wird zuerst der entsprechende Branch definiert.

```
GetTree() -> Branch("Parameter", &fParameter, "Parameter/F");
```

Die Variable fParameter wird dann in der Funktion MyPrismaTree::Exec mit einer betreffenden Größe des PrismaManagers gefüllt.

```
fParameter = fPM->parameter();
```

Die Gewinnung der benötigten Prisma-Parameter setzt mehrere sorgfältig durchzuführende und nicht automatisierbare Analyseschritte voraus. Der erste Schritt ist eine Detektorkalibration von MCP und MWPPAC, da hiervon eine korrekte Bestimmung von Flugzeit und Teilchentrajektorie abhängt. Hierfür wurden bestehende Konfigurationsdateien aus Legnaro zur Verfügung gestellt. Es folgt die physikalische Kalibration der E=E -Spektren und ein Alignment der Auftragung von TOF gegen die Position in der Fokalebene X_{FOC}. Da das TOF-Signal durch die Signale von MCP und dem horizontal zehnfach segmentierten MWPPAC aufgezeichnet wird, liegen somit zehn einzelne TOF-Signale vor. Diese

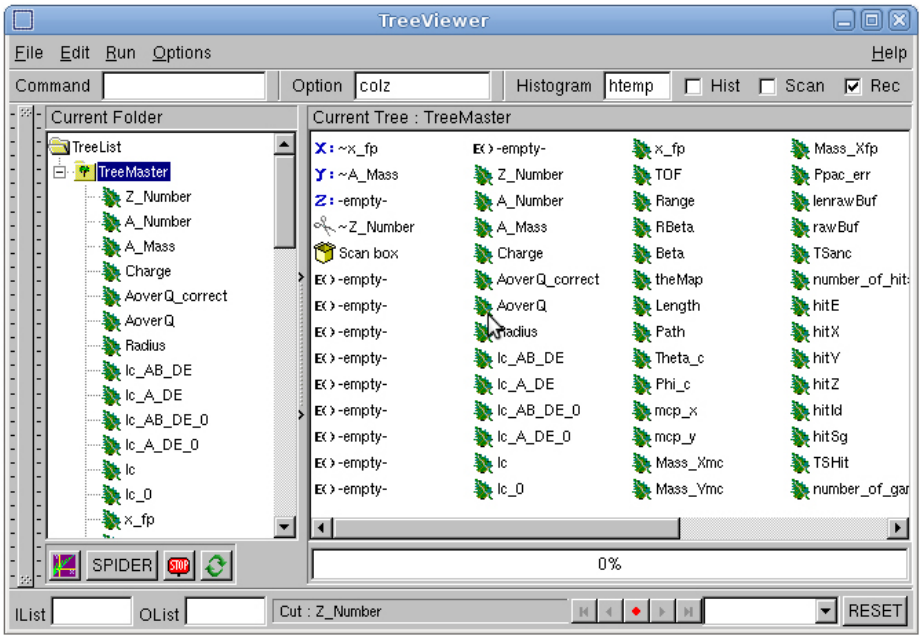

Abbildung 3.1: root-Benutzerober äche. Jeder Analyseparameter kann für jedes Event in einem root-Tree abgespeichert werden. Hierdurch sind schnell durchzuführende Auftragungen und Schnitte mit der root-Benutzerober äche möglich.

müssen schließlich gegeneinander korrekt ausgerichtet werden. Das unkorrigierte und das korrigierte Spektrum sind im Anhang in den Abbildungen A.3 und A.4 zu betrachten. Danach können der Energieverlust über Ionisationskammersegmente zur Z-Identifikation und mittels iterativer Trajektorienberechnung Krümmungsradien am Dipolmagneten und Teilchengeschwindigkeiten berechnet werden, die zur Bestimmung von Ladungszuständen q und Kernmassen A herangezogen werden können.

3.2 Kalibration der PRISMA-Ionisationskammern

Zur Kalibration der Ionisationskammer werden Elektronen als freie Ladungsträger in das Detektionsgas eingebracht, die dann, wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben, detektiert werden. Es werden pro Segment vier verschiedene Ladungsmengen eingebracht. Die ausgegebenen gaußförmigen Spannungssignale der Spektren von jedem der vierzig Segmente werden zur Bestimmung der Ausgangsspannung gefittet und die Spannungen für eine lineare relative Kalibration auf die Positionen im Spektrum einer gewählten Referenzkammer herangezogen. Werden die beiden Kalibrationskoeffizienten auf die Rohenergien angewendet, so ergibt sich keine absolute Energiekalibration in MeV, sondern vielmehr eine in willkürli-

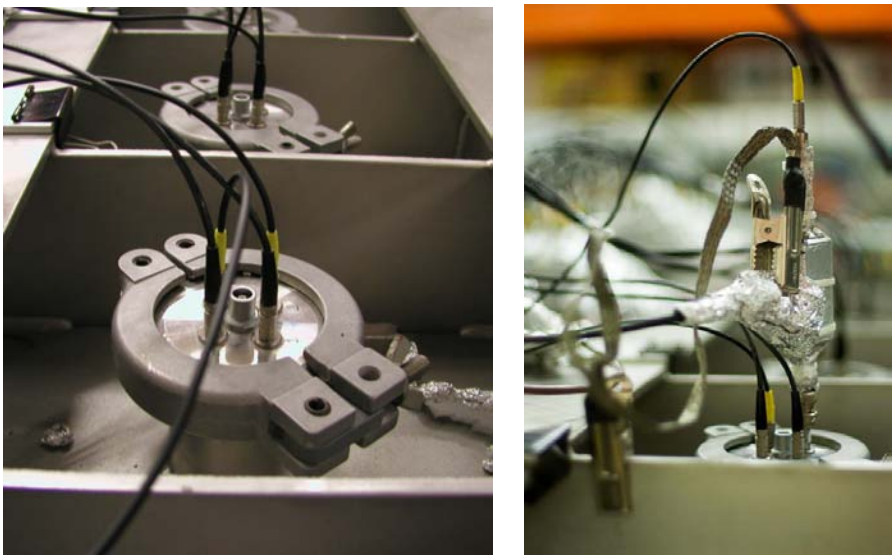

Abbildung 3.2: Kalibration der Ionisationskammer. Man erkennt die auf das Segment aufgesetzte Elektronenkanone. Hiermit wird eine immer gleiche Ladung in die IC-Segmente eingebracht, um Eichungsspektren zu erhalten. Rechtes Bild: Pär-Anders Söderström.

chen, aber für alle Kammern konsistenten Einheiten. Eine erfolgreiche Kalibration führt in erster Linie zu einer korrekten Ausrichtung der E=E -Spektren der einzelnen Segmente oder, wie nachfolgend angestrebt, der zehn horizontalen Segmentreihen an der Fokalebene.

3.3 Bestimmung der Kernladung Z

Die PrismaLibrary gibt für die Ionisationskammer physikalisch sinnvolle Daten aus. Für alle vierzig Segmente und 28 Seitensegmente kann die unkalibrierte und kalibrierte Energiedeposition ausgegeben werden (siehe hierzu Abbildung 3.3). Weiterhin wird der Energieverlust über die Pads A, AB und ABCD der gesamten Ionisationskammer bereitgestellt.

Da die Intensität des elastischen Reaktionskanals der strahlähnlichen Teilchen am größten ist, kann dieser in den zu erstellenden E=E -Auftragungen mit der entsprechenden Kernladungszahl, hier $Z_{Xe} = 54$ leicht identifiziert werden. Entsprechend der Z^2-Proportionalität der Bethe-Bloch-Gleichung (siehe Kapitel 2.2.2) sind darüber- und darunterliegende i-te Streifen als Z_{Xe} i-Kanal zu identifizieren.

Für die Datenvalidierung der Ionisationskammer ist ein Event dann gültig, wenn ein Signalgrenzwert lower_treshold aus einer der vierzig Segmente vorliegt. Hiefür wurde vorerst

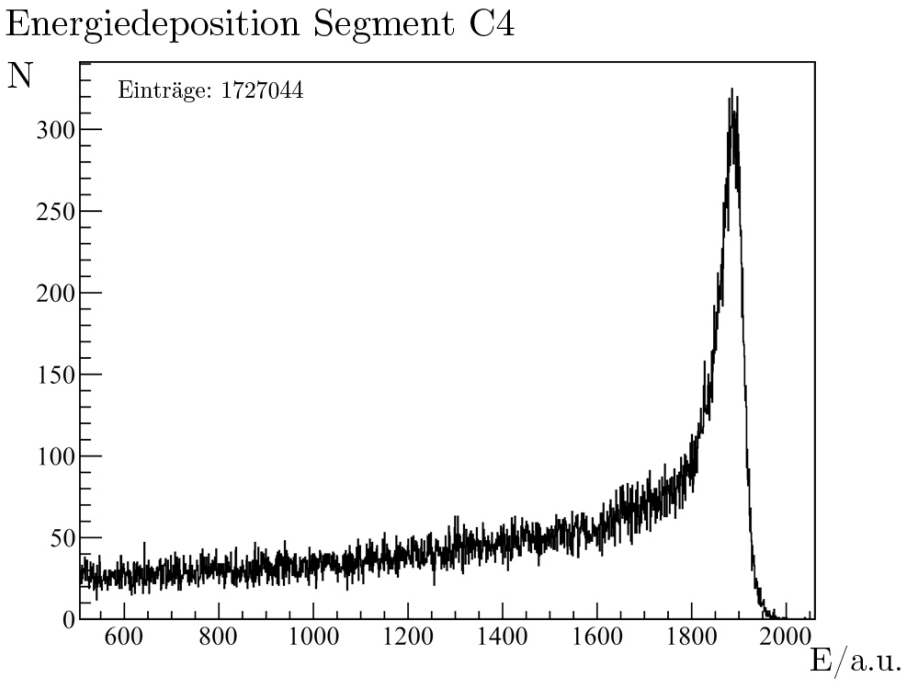

Abbildung 3.3: Kalibrierte Segment-Energiedepostion im Ionisationskammersegment C4. Jedes Segment wirkt alsE -Sektion. Durch Addition der Segmente A+B und A+B+C+D und deren Auftragung in ein Histogramm lassen sich Energieverlustspektren erzeugen.

der Wert 0 festgesetzt. Eine weitere Überprüfung findet durch die Side-Segmente statt. Wenn diese Signale bereitstellen, muss das Teilchen schief in den Detektor eingelaufen sein. Das Ereignis muss dann verworfen werden, da das Energieverlustspektrum jeweils aus dem Energieverlust und der Gesamtenergie einer Reihe erstellt wird.

Um eine möglichst genaue Trennung von Kernladungen Z in den E=E -Matrizen mit E als Energieverlust über die Segmente A und B zu erzielen, muss eine geradlinige Trajektorie innerhalb einer Segmentlinie in der Ionisationskammer gewährleistet sein. Hierfür werden zehn Einzelhistogramme IcSegments[i] angelegt, die alle Events einer geraden Trajektorie enthalten. Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, erzeugen schräg einlaufende Teilchen auch Signale in den Nachbarsegmenten und verfälschen damit die erzeugten Histogramme. Entsprechende Events müssen bei der Verarbeitung des Datensatzes verworfen werden.

Der PrismaWatcher bewerkstelligt die weitere IC-Validierung über die iterative Berechnung der Teilchentrajektorie, die durch die Klasse fastSolver zur Verfügung gestellt wird. Diese kennt den Auftreffpunkt in der Fokalebene am MWPPAC und berechnet den Krümmungs-

Abbildung 3.4: Ionentrajektorien in der Ionisationskammer. Um eine möglichst genaue Trennung von Kernladungen in E=E -Matrizen mit E als Energieverlust über die Segmente A und B zu erzielen, muss eine geradlinige Trajektorie innerhalb einer Segmentlinie in der Ionisationskammer gewährleistet sein. Schräg einlaufende Trajektorien sollten aus den Datensätzen verworfen werden.

radius im Dipolmagneten, um den Auftreffwinkel an der Fokalebene mit einer zu fordernden geradlinigen Bahn in der Ionisationskammer vergleichen zu können. Der Iterationsprozess beginnt mit einem Startwert für R von 120cm. Falls der errechnete Punkt in der Fokalebene nur noch 1mm vom im MWPPAC beobachteten Durchstoßpunkt entfernt ist, wird die iterativ bestimmte Trajektorie angenommen.

Es stellt sich jedoch heraus, dass hiermit viele Events angenommen werden, eine gute Separation der Teilchen jedoch nicht erreicht werden kann. Das Prisma-Spektrometer ist für schwere Ionen mit eher niedrigen Kernladungen ausgelegt. Bei früheren Experimenten mit Selen ($Z = 34$) [24] oder Calcium ($Z = 20$) [23] waren so mit der beschriebenen Methode deutliche Trennungen von Z-Linien im E=E -Spektrum erreichbar. Es muss daher ein anderes Ausschlusskriterium gesucht werden.

Die Geradlinigkeit soll zuerst durch die Koinzidenz hintereinander liegender Segmente geprüft werden. Dafür müssen die Segmente A bis C gleichzeitig Signale liefern, welches durch die Verknüpfung der Segmentsignale mit einem logischen UND erreicht wird. Hierfür wird die vom PrismaManager zur Verfügung gestellte Funktion fPM->get_calibrated_ic(i,j) geprüft. Der Schwellenwert von 3500 ist der vorherigen Funktion als Maximalwert ent-

nommen. Anschließend werden Energieverlustspektren für zehn Reihenspektren und ein Gesamtspektrum erzeugt. Die IC-Reihe mit Nummer 0 wurde aufgrund des defekten Segments C0, welches keinerlei Signal ausgibt, nicht herangezogen.

```
for(Int_t i=0; i<10; i++) {
    Float_t A = fPM->get_calibrated_ic(i,0);
    Float_t B = fPM->get_calibrated_ic(i,1);
    ...
    if ( A > 3500 ) A = 0.;
    if ( B > 3500 ) B = 0.;
    ...
    if ( A>0 && B>0 && C>0 )
      IcSegments[i] -> Fill(A+B+C+D, A+B);
      if ( i > 0 )
          IcSegments_all -> Fill(A+B+C+D, A+B);
}
```

Es zeigt sich, dass im vorliegenden Experiment viele Teilchen nicht die D-Reihe erreichen und daraus folgend eine Signalbedingung in diesen Pads die Akzeptanz der Events auf unter 5% sinken lässt.

Eine weitere Möglichkeit für die Selektion von physikalisch sinnvollen Trajektorien ist die Betrachtung der Signale in den beiden Nachbarsegmenten eines betrachteten Kammersegments. Liegen die Signale entsprechender Nachbarsegmente über einer festgelegten Grenze lower_treshold, so wird das Event verworfen. Es werden hierfür in einer Doppelschleife alle vier längsseitigen und alle zehn in der Fokalebene liegenden Segmente durchlaufen und auf ein Signal untersucht. Das Veto wird dann in der Signalabfrage von A, B und C zusätzlich abgefragt.

```
Int_t veto = 0;
   for( Int_t j=0; j<4; j++ ) {
   if(i>0) if( fPM->get_calibrated_ic( i-1,j ) > lower_treshold ) veto++;
   if(i<9) if (fPM->get_calibrated_ic( i+1,j ) > lower_treshold ) veto++;
}
```

Eine dritte Möglichkeit, eine gerade Trajektorie zu gewährleisten, ist die Einbeziehung des MWPPAC in der Fokalebene. Hierzu wird nicht nur das Signal von A, B und C überprüft,

sondern auch die Frage, inwieweit der MWPPAC im entsprechenden vor den zehn IC-Segmentreihen liegenden Abschnitt ein Signal eines durchlaufenden Teilchens liefert.

Alle Kriterien liefern eine deutlich bessere Z-Separation. Durch das erste Ausschlusskriterium werden ca. 69,3% der Ereignisse in Bezug auf die Akzeptanz des vorherigen Kriteriums im PrismaManager akzeptiert. Es stellt sich heraus, dass eine Bedingung auf Nachbarsegmente oder den MWPPAC die Zahl der abgelehnten Ereignisse stark erhöht. Es werden nur noch Akzeptanzraten von 31,9%, beziehungsweise 32,5% erreicht. Da die interessanten Z-Werte 55 und 56 der strahlähnlichen Teilchen (entspricht Protactinium und Thorium bei den targetähnlichen Teilchen) eher gering populiert sind, wird das ABC-Kriterium weiter verwendet.

Diese Methode besitzt aber auch einen Schwachpunkt. So wird nur der Energieinhalt der geradlinig liegenden Segmente aufaddiert. Sollte ein Teilchen leicht schräg einlaufen und somit die ABC-Bedingung erfüllen, einen kleinen Teil der Energie aber in einem Nachbarsegment deponieren, so wird diese Energie abgeschnitten. Die gespeicherte Energie in A und B sowie über die gesamte Segmentreihe ist daher für einen kleinen Teil der Ereignisse zu klein. Eine vorgeschlagene Lösung wäre die Verknüpfung dieses Kriterums mit dem originalen Trajektorienvalidierungskriterium des PrismaWatchers. So könnte zuerst ein Signal über ABC geprüft und dann eine Trajektorienvalidierung durchgeführt werden. Die Energien ergeben sich dann aus der Aufsummierung aller entsprechenden Segmentenergien. Die sich hieraus ergebene E=E -Matrix ist im unteren Bild der Abbildung 3.5 zu sehen. Eine Separation ist schwerlich zu erkennen, ein Gating auf verschiedene Z-Werte ist im Gegensatz zur später gezeigten Optimierung nicht erreichbar. Events, für die Energien abgeschnitten werden, gehen als Rauschen in die Z-Auflösung ein, bleiben aber im Verlauf der Analyse konsistent, da eben jene Energie nur noch in der zu evaluierenden E=R -Auftragung zur Bestimmung geladener Zustände auftaucht. Ohne eine zufriedenstellende Z-Separation wären keine weiteren Analyseschritte möglich. Somit wird das zuerst besprochene ABC-Kriterium weiter verwendet.

Jedes der zehn zweidimensionalen Spektren beinhaltet nun Energieinformationen aus vier Segmenten A bis D. Betrachtet man die summierte Darstellung IcSegments_all der zehn Spektren, so erkennt man eine Verbreiterung und Verschmierung der Streifen. Dies wird durch unterschiedliche Offsets in den Histogrammen verursacht. Ein sinnvolles Maß zur Korrektur ist die relative Verschiebung des starken elastischen Hauptstreifens gegenüber dem Hauptstreifen in einem Referenzhistogramm. Hierfür wird die Segmentreihe 6 mit der

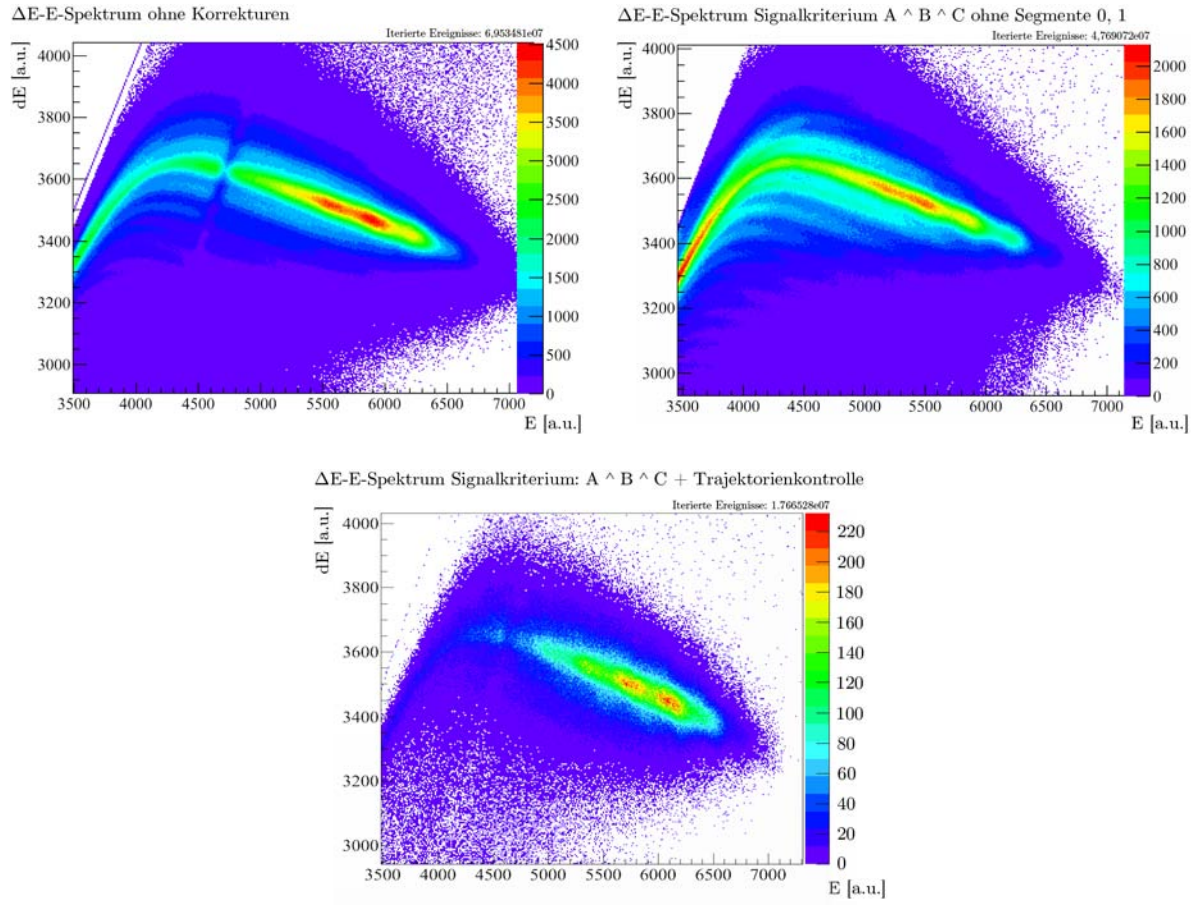

Abbildung 3.5: Vergleich zwischen Z-Separation nach alter und neuer Validierung. Links: Eine nicht zufriedenstellende Separation mit gegebener Validierungsfunktion. Rechts: Neue Eventvalidierung mit der Bedingung, dass Segmente A, B und C jeder Reihe ein Signal liefern. Die Z-Separation wird verbessert. Unten: Eventvalidierung mit Überprüfung der Geradlinigkeit in der IC durch Signalforderung an A, B und C sowie der originalen Eventvalidierung per Trajektorienkontrolle. Es werden zwar Ereignisse aus dem linken Hals nicht berücksichtigt, die Z-Separation stellt sich aber als sehr schlecht heraus. Der gezeigte Plotausschnitt enthält nur ein Zehntel der Daten nach Iteration über ein Viertel der ursprünglichen Ereigniszahl und lässt keinerlei sinnvolles Gating zu.

größten Anzahl an Ereignissen herangezogen. Im root-Programmfenster lassen sich nun Referenzlinien auf die Hauptkanäle der Histogramme zeichnen und abspeichern. Diese werden dann in anderen Histogrammen erneut geladen. Ein Vergleich der Position der Linie relativ zum nun vorhandenen Hauptkanal, z. B. durch Ansicht der vertikalen Achsenabschnitte der Linien, erlaubt eine Anpassung der zehn Spektren durch vorsichtige Änderung der Kalibra-

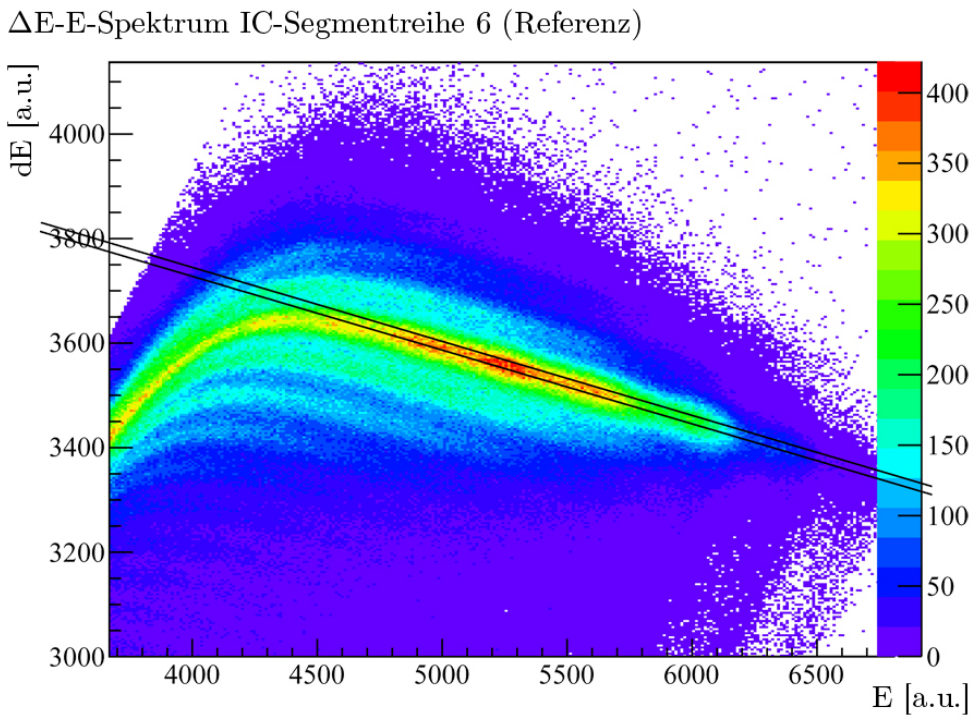

Abbildung 3.6: Das E=E -Spektrum der IC-Segmentreihe 6 dient als Referenz zur Angleichung aller weiteren Segmentreihen an den stark populierten (Z = 54)-Hauptkanal. Geraden dienen als Referenzobjekte, die in die anderen Spektren zur Kontrolle bei Änderungen an den Kalibrationsdaten herangezogen werden können.

tionsparameter. Die Möglichkeit der Histogrammüberlagerung in root erlaubt weiterhin eine Kontrolle der Offsets bei Veränderungen der Kalibrationsparameter zur Angleichung der Position des Hauptkanals.

Da die PrismaLibrary Kalibrationsdaten für die vierzig Segmente einliest, können zur Optimierung der isotopenidentifizierenden Streifen in den zehn E=E -Auftragungen jeweils acht Parameter, vier Steigungen und vier Offsets, modifiziert werden. Ist die Referenzlinie unter dem Hauptstreifen angesiedelt, so lässt sich dies durch Multiplikation der Eichungsoffsets mit einer Zahl k > 1 ausgleichen. Ist die Referenzlinie oberhalb des elastischen Kanals im Spektrum, so ist eine Korrektur durch gleichmäßiges Erniedrigen der Eichungsoffsets korrigierbar. In einigen Segmentreihen kam es weiterhin zu Abknickungen der Streifen. Dies konnte durch Anpassung der Eichungssteigungen in den C- und D-Segmenten behoben werden. Da das Segment C0 defekt ist, ist die Erstellung eines Energieverlusthistogramms in der Reihe 0 nicht sinnvoll. Auf eine Umeichung dieser Reihe wird daher

verzichtet. Ein Beispiel für die Kalibrationskorrektur ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

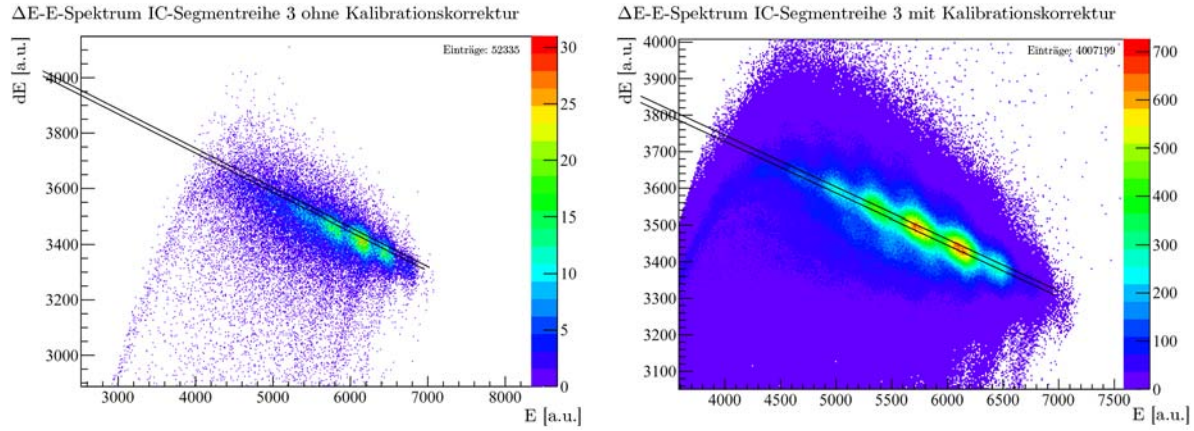

Abbildung 3.7: Vergleich zwischen Segmentreihe 3 mit und ohne Kalibrationskorrektur. Die eingezeichnete Referenzlinie aus Segmentreihe 6 (siehe Abbildung 3.6) dient als Maÿhalter für Änderungen an den Kalibrationsdateien der entsprechenden Segmentreihe. Die Anhäufungsstrukturen im 2D-Spektrum können, wie später gezeigt, durch die geladenen Zustände der Elektronenhülle erklärt werden.

Die Auswirkungen der Änderungen an den Kalibrationsdaten können neben der optischen Kontrolle anhand von einzuzeichnenden Referenzlinien auch über die Auftragung der Energiedeposition in den einzelnen Segmenten überprüft werden. In diesen Auftragungen sind für alle vierzig Segmente die Energiedepositionen mit entsprechenden Ereigniszahlen aufgetragen. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Werden jene Informationen in einem zweidimensionalen Histogramm für alle vierzig Segmente zusammengefügt, ergibt sich eine Darstellung wie in Abbildung 3.8. Für jede Reihe A, B, C und D wird ein ähnliches Maximum der Zählrate bei einer Energiedeposition erwartet. Die Intensität ist in den Segmentgruppen 5, 6 und 7 am größten, da hier der Hauptteil des vom Quadrupol- und Dipolmagneten aufgefächerten Strahls einläuft. Bedingung an eine gelungene Kalibration ist somit eine gute Ausrichtung der vierzig Segmentspektren in den vier Reihen.

Bei Betrachtung der unkalibrierten IC-Rohdaten (Abbildung 3.8 oben links) fällt sofort die nicht erfolgte Ausrichtung der Energiemaxima auf. Auch wenn die hauptsächliche Kontrolle durch Einzeichnen von Referenzlinien in die einzelnen E=E -Spektren erfolgt, ist durch die Anpassung der Offsets der Kalibrationsdaten ebenso eine klare Verbesserung der Ausrichtung in diesem Kontrollspektrum zu erkennen. Viele Ionen erreichen die D-Segmente nicht mehr. Die Hauptenergiedeposition findet vielmehr in C-Segmenten statt. Modifikationen

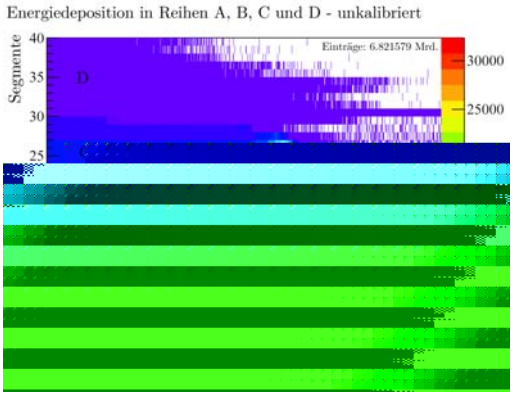

Abbildung 3.8: Energiespektren der vierzig Ionisationskammersegmente vor und nach der Kalibration. Es handelt sich um in Histogrammform gebrachte Spektren, wie sie in Abbildung 3.3 zu sehen sind. Die vier Reihen sind wie gekennzeichnet übereinander dargestellt. Die für eine überlappungsfreie Überlagerung der zehn erzeugten E=E -Spektren nötige Ausrichtung der Z-abhängigen Streifen in den Energieverlustdiagrammen mittels Modi kationen an Kalibrationsparametern lassen sich hieran überprüfen. Man erkennt, dass nur sehr wenige Ionen die Segmente der D-Reihe erreichen.

an Eichparametern der D-Reihe werden damit erschwert, da keine zweite Kontrollsichtung neben der Referenzlinienmethode durchgeführt werden kann. Es handelt sich jedoch nur um einen kleinen Anteil der Ereignisse.

Ein weiteres Problem stellte die Substruktur der Streifen in den Spektren der Segmentreihen 0 bis 4 dar. Ein Beispiel hierzu ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Innerhalb der Streifen prägen sich mehrere Blops aus, von denen in Segmentreihe 3 sieben zu zählen sind. Diese können später mit geladenen Zuständen der Atomhülle in Verbindung gebracht werden. Die Substruktur an sich hat außer einer Strukturierung der Streifen keine Auswirkung auf das